

11-3476

MINISTERIO DE MARINA Y AIRE  
SUBSECRETARIA DEL AIRE

---

SERVICIO METEOROLÓGICO ESPAÑOL

---

Serie A, núm. 6.

# La conductibilidad eléctrica del aire en Madrid

POR EL

METEORÓLOGO DR. A. DUPERIER

Jefe de la Sección de Investigaciones  
Catedrático de Geofísica en la Facultad de Ciencias de Madrid

Y POR

J. M. VIDAL

Auxiliar de Meteorología  
Licenciado en Ciencias Físico-Químicas

VALENCIA  
TIPOGRAFIA MODERNA  
AVELLANAS, 9 — TELÉFONO 11062  
1937



LA CONDUCTIBILIDAD ELÉCTRICA DEL AIRE  
EN MADRID

POR

A. DUPERIER Y J. M. VIDAL



# LA CONDUCTIBILIDAD ELÉCTRICA DEL AIRE EN MADRID,

por A. DUPERIER y J. M. VIDAL

## RÉSUMÉ :

Ce travail se rapporte aux premières mesures que l'on a faites de la conductibilité électrique de l'air à l'Observatoire Météorologique de Madrid, situé tout au bord de la ville.

La méthode employée a été celle du condensateur cylindrique d'aspiration de Gerdien, après avoir déterminé expérimentalement les conditions du régime de travail. On y fait aussi l'étude comparative des deux procédés: celui de mesurer la charge et celui de la décharge.

Les résultats obtenus concernent la conductibilité des deux polarités à 9<sup>h</sup>, 13<sup>h</sup> et 18<sup>h</sup> dès Février à Octobre de 1936. L'oscillation annuelle qui apparaît est très claire et du même sens que presque partout, avec les valeurs les plus hautes aux mois les plus chauds.

La variation régulière que l'on trouve pour le quotient des deux conductibilités  $\frac{\lambda_-}{\lambda_+}$  est aussi intéressante. Ce quotient, en effet, est toujours plus grand que l'unité sauf aux mois de septembre et d'octobre. Son maximum en coïncidant avec les mois de plus grande instabilité de l'atmosphère fait songer aux phénomènes de convection et turbulence qui pourraient compenser l'effet-électrode de la terre.

Les observations concernant ce travail furent interrompues les premiers jours de novembre à cause de la défense héroïque de Madrid qui exigea l'emplacement d'une batterie à côté de l'Observatoire.

1. Como es bien sabido, la conductibilidad eléctrica de la atmósfera es conocida desde el año 1785, en que Coulomb consiguió hacer ver experimentalmente la pérdida continua de carga de un conductor aislado en el seno del aire. Hoy se sabe también que estas propiedades conductoras son debidas a la presencia de iones de los dos signos en el fluido.

Si  $E$  representa la intensidad de un campo eléctrico uniforme excitado en el seno del aire, la fuerza eléctrica constante  $a$  que se hallaría sometido un ión comunicaría a éste un movimiento uniformemente acelerado, siempre que el ión pudiera moverse libremente. Sin embargo, la agitación térmica del gas y los choques moleculares actuarán como una resistencia al movimiento, y esta resistencia, bien se comprende, habrá de ser función de la velocidad. Si se admite la proporcionalidad entre esta última y aquella fuerza de resistencia, es evidente que al cabo de un cierto tiempo, siempre muy corto, podrá imaginarse el movimiento medio del ión como

rectilíneo y uniforme con la velocidad  $V$ , dada por la relación  $V = kE$ , donde  $k$  es una constante de proporcionalidad. Es sabido que  $k$ , velocidad en el campo unidad, recibe el nombre de movilidad, y es característica de la naturaleza del ión.

Supongamos ahora que el aire contiene por centímetro cúbico  $n_+$  iones positivos de movilidad  $k_+$ . En el campo uniforme  $E$ , el número de iones de esta clase que pasarán a través de la unidad de superficie, colocada perpendicularmente a la dirección del movimiento, será  $Vn_+ = n_+k_+E$ . Si  $e$  es la carga del ión, la densidad,  $i$ , de la corriente eléctrica que este flujo significa, viene dada por:  $i = n_+ek_+E$ , o bien  $i = \lambda_+E$ , donde  $\lambda_+ = n_+ek_+$  es, como se sabe, la conductibilidad polar.

El mismo razonamiento aplicado a los iones negativos nos daría,  $\lambda_- = n_-ek_-$ . La corriente total a través de un centímetro cuadrado será, finalmente,  $i = (\lambda_+ + \lambda_-)E = \lambda E$ , siendo  $\lambda = \lambda_+ + \lambda_-$  la conductibilidad total.

En el aire, sin embargo, tanto los iones positivos como los negativos no son de naturaleza única. La experiencia enseña que ambas clases contienen iones de movilidades diferentes, aunque parece ser también que sólo los pequeños iones, los de gran movilidad, son los que intervienen prácticamente en la conductibilidad, pues los gruesos iones de Langevin son dos o tres mil veces más lentos, y para los iones intermedios, menos numerosos, se señalan movilidades que oscilan entre algunas centésimas de la de los pequeños.

Podemos admitir, por consiguiente, y con objeto también de simplificar los cálculos necesarios a la determinación de la conductibilidad, que tanto los iones positivos como los negativos del aire son de una clase única, cuya movilidad, según las medidas de laboratorio, es del orden, para los primeros, de  $1,4 \frac{\text{cm/seg}}{\text{vol/cm}}$  y para los segundos de 1,9.

2. Supongamos ahora un conductor aislado en el seno del aire y sea  $Q$  su carga negativa, por ejemplo. El número de iones positivos que se depositarán en el tiempo  $dt$  sobre el elemento de superficie,  $ds$ , del conductor, será  $n_+k_+E ds dt$ , si  $E$  es el valor del campo correspondiente al elemento de superficie, y, como antes,  $n_+$  y  $k_+$  son la densidad y la movilidad de los iones positivos, respectivamente. La pérdida total de carga que el conductor experimentará en un segundo, vendrá dada por:

$$-\frac{dQ_-}{dt} = e n_+ k_+ \int_s E ds = \lambda_+ \int_s E ds$$

y como, en virtud del teorema de Gauss,  $\int_s E ds = 4\pi Q_-$ , se tendrá finalmente:

$$-\frac{dQ_-}{dt} = 4\pi \lambda_+ Q_- \quad [1]$$

Mas para la medida de la descarga, el conductor, de capacidad  $C$ , va unido ordinariamente a un electrómetro, de capacidad  $C'$ . Si  $V$  es el potencial del conductor con relación al suelo, la carga,  $Q$ , que interviene en la expresión del teorema de Gauss es, por tanto,  $Q = CV$ ; pero  $\frac{dQ}{dt}$  se refiere a la pérdida de carga que sufre el sistema total constituido por el conductor y el electrómetro, y, en consecuencia:  $\frac{dQ}{dt} = (C + C') \frac{dV}{dt}$ . Sustituyendo estos valores en la ecuación anterior, resulta, finalmente:

$$-\frac{dV}{dt} = \frac{4\pi C \lambda_+}{C + C'} V \quad [2]$$

fórmula que permite determinar  $\lambda_+$ .

Se comprende, sin embargo, que esta fórmula no se adapte a la realidad. El razonamiento que hemos seguido lleva implícito que la distribución iónica del medio no se altera por la carga del conductor, y esto no es exacto. Es fácil darse cuenta de que, en virtud del campo, tanto la densidad de los iones positivos como la de los negativos habrá de disminuir en la region próxima al conductor y que la de los últimos, dado el signo de  $Q$ , disminuirá más. Se origina, de este modo, en el medio primitivamente neutro, una carga espacial cuya densidad va disminuyendo a partir del conductor y que debilita el campo en la proximidad de éste. El efecto que así resulta, conocido con el nombre de «efecto o acción de electrodo», hará, por tanto, que la conductibilidad determinada según el método al que se refiere la fórmula [2] corresponderá a una región perturbada lejos del conductor.

Si queremos, pues, venir en conocimiento de las propiedades conductoras reales del aire, será menester impedir este efecto o

acción de electrodo, lo cual se consigue de ordinario imprimiendo al aire un movimiento apropiado.

3. Los métodos propuestos han sido varios, destacándose como más interesantes los de Schering (1), Schweidler (2), Gockel (3) y Gerdien (4). El de este último, conocido bajo la denominación de «método del condensador cilíndrico de aspiración», es el más difundido y el que nosotros hemos seguido. He aquí su fundamento teórico.

Consideremos el condensador cilíndrico representado en la fig. 1 por su sección longitudinal. El aire es impulsado en forma de corriente laminar y uniforme con la velocidad  $U$  paralelamente al eje del cilindro, tomado como eje de abscisas.

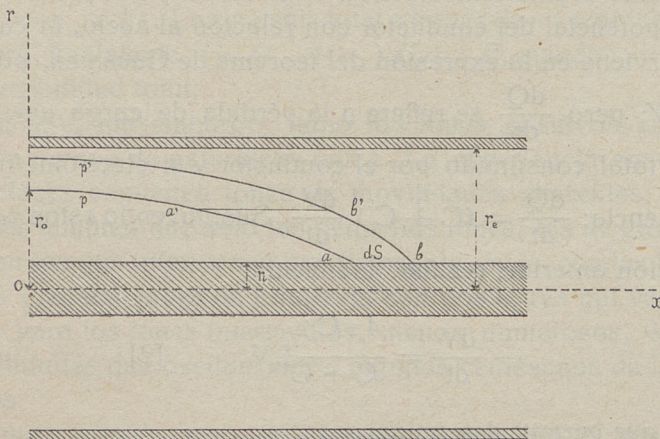


Fig. 1.

Si establecemos una diferencia de potencial  $V$  entre las dos armaduras, conectando, por ejemplo, la interna con el polo positivo de una batería de pilas secas, mientras que la armadura externa y el polo negativo se ponen a tierra, tendremos el campo dirigido según el eje de ordenadas hacia el exterior. Prescindiendo de las perturbaciones en los extremos del condensador, un ión negativo que al entrar se halla animado de la velocidad horizontal  $\frac{dx}{dt} = U$ , será atraído por el cilindro interior con la velocidad transversal  $\frac{dr}{dt} = -k_E$ .

- (1) Schering, Ann. d. Phys. 20, 174, 1906.
- (2) Schweidler, Wien. Ber. IIa 118, 91, 1909.
- (3) Gockel, Luftelektrizitat, 1908, pág. 19.
- (4) Phys. ZS. 6, 800, 1905.



La ecuación diferencial de la trayectoria, obtenida por el cociente de estas velocidades, será de la forma

$$\frac{dr}{dx} = - \frac{k_- E}{U}$$

Admitida la simetría de revolución, la expresión del campo  $E$  se obtiene inmediatamente por aplicación del teorema de Gauss a una superficie cilíndrica cualquiera coaxial con el condensador. Si  $l$  y  $Q$  representan la longitud y la carga de la armadura interna, respectivamente, para la superficie correspondiente a los puntos de ordenada  $r$  se tiene:  $2\pi l r E = 4\pi Q$ ; y de aquí:  $E = \frac{2Q}{lr}$ . Con este valor de  $E$ , la ecuación diferencial se convierte en

$$\frac{dr}{dx} = - \frac{2 k_- Q}{l U r}$$

Por integración inmediata, se obtiene para ecuación finita de la trayectoria:

$$r_o^2 - r^2 = \frac{4 k_- Q}{l U} x \quad [3]$$

donde  $r_o$  es la ordenada del ión en el origen, a su entrada en el condensador.

La interpretación de la ecuación [3] es evidente. Si el ión ha de ser captado por el cilindro interior de radio  $r_i$ , es menester que para  $r = r_i$ , el valor correspondiente de  $x$  sea igual o menor que  $l$ . La condición de captación será, pues, que

$$x = \frac{l U}{4 k_- Q} (r_o^2 - r_i^2) \leq l, \text{ o bien } r_o^2 - r_i^2 \leq \frac{4 k_- Q}{U}$$

Si consideramos el área  $\pi (r_o^2 - r_i^2)$  de la sección transversal correspondiente a los radios  $r_o$  y  $r_i$ , podremos decir, por tanto, que serán captados todos los iones de movilidad  $k_-$  comprendidos en el espacio anular cuya sección  $s$  viene dada por la expresión

$$s = \frac{4\pi k_- Q}{U} = \frac{4\pi k_- CV}{U} \quad [4]$$

Si este valor  $\frac{4\pi k_- CV}{U}$  es igual o mayor que el que corresponde al área total de entrada del condensador, todos los iones queda-

rán retenidos por el cilindro interior sometido a la descarga. Y como, aunque dentro de ciertos límites, es siempre posible actuar libremente sobre  $V$  y sobre  $U$ , eligiendo valores convenientes para estas magnitudes, se tendrá el medio de contar los iones, de una cierta movilidad, contenidos en el aire, o bien de medir la conductibilidad que a éste le comunican operando de manera que sólo en parte sean retenidos por el condensador.

Que, en efecto, se llega a la medida de la conductibilidad procediendo de este último modo, puede verse fácilmente. Los iones (1), como hemos visto, no siguen las líneas de flujo de la corriente gaseosa ni tampoco las líneas de fuerza del campo eléctrico, sino que describen trayectorias parabólicas. Las líneas iónicas que así resultan forman, a la manera de aquéllas, tubos iónicos, pudiéndose admitir que, desde el instante mismo del establecimiento del campo, el número de iones que pasan en un segundo a través de una sección cualquiera de uno de estos tubos es constante; con lo cual resulta que si antes de excitar  $E$  la densidad iónica era la misma en todas partes, continuará siendo igual después que el campo actúa. De este modo, si consideramos el tubo iónico limitado por las dos trayectorias  $p$  y  $p'$  de la fig. 1, el número de iones que se depositarán en un segundo sobre el elemento de superficie  $ds$  serán los contenidos en el volumen  $ab a' b'$  que tiene por base  $ds$  y por altura la componente normal,  $k E$ , de la velocidad en el elemento considerado. La carga depositada en el tiempo  $dt$  será, por tanto, con las mismas notaciones de antes,  $dQ = e n k E ds dt$ , de donde por integración se tiene la misma fórmula [1] que fué obtenida anteriormente, ahora enteramente válida.

El aparato utilizado en las medidas es el que aparece esquemáticamente representado por su sección vertical y longitudinal en la fig. 2, en la cual se han conservado las proporciones reales.

El cilindro interior del condensador, de 25,5 cm. de largo y 1,5 cm. de espesor, va sostenido, mediante un vástago de 10,5 cm. de longitud por un electrómetro de Wulf, a cuyo órgano móvil se liga directamente. La envoltura metálica,  $P$ , que rodea el cilindro exterior de 14 cm. de diámetro, asegura la protección electrostática de todo el instrumento. Una batería,  $B$ , de acumuladores, permite aplicar, por medio de la sonda  $S$ , la tensión requerida.

El arrastre del aire se produce merced al ventilador, junto al cual, y del lado de su cara interna, se halla una red metálica y tupi-

---

(1) Benndorf, Handb. d. Exp. Phys., tomo XXV, fasc. I, p. 327, 1928.

da, no representada en la figura, que impide en lo posible la propagación de remolinos hacia el interior. Un pequeño motor eléctrico, *M*, mueve el ventilador, y una resistencia intercalada en el circuito de aquél permite regular la velocidad de la corriente.

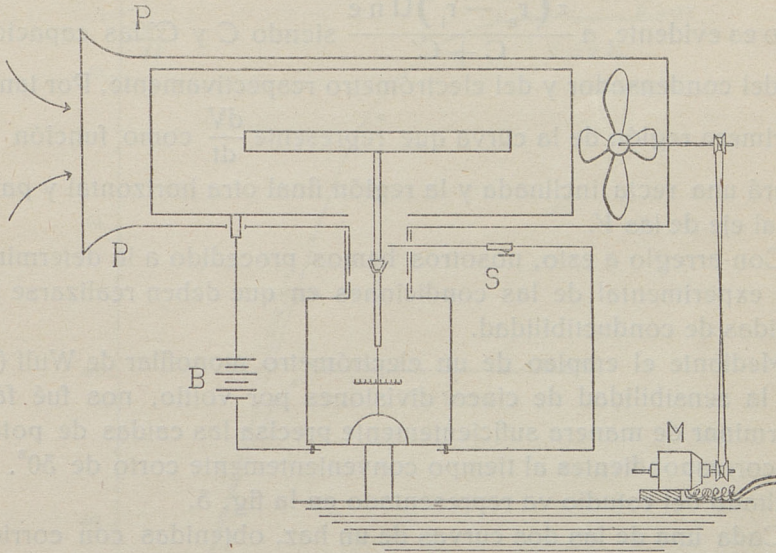


Fig. 2.

Esta velocidad y la diferencia de potencial utilizada han de ser, como hemos visto y conforme a la condición indicada por [4], tales que  $\frac{4 \pi k_{-} CV}{U}$  sea menor que el área de entrada del condensador, para que no sean captados más que parte de los iones. Pero debido a las perturbaciones de los extremos y a la presencia del vástago que sostiene el cilindro interior, influencia esta última mayor de lo que una ligera consideración haría prever, no es conveniente utilizar esa condición teórica para deducir el régimen de trabajo a partir de la geometría del sistema.

Es menester recurrir a la experimentación, y ésta es fácil de conducir mediante la consideración nuevamente de la fórmula:

$$-\frac{dV}{dt} = \frac{4 \pi C \lambda}{C + C'} V.$$

Según esta fórmula, mientras ella es aplicable para una velocidad dada de la corriente de aire, la caída de potencial por unidad de tiempo es directamente proporcional al potencial aplicado *V*. Y

si al aumentar éste llega el momento en que todos los iones que entran en el condensador son captados (régimen de saturación),  $\frac{dV}{dt}$  ya no crecerá con  $V$  sino que permanecerá constante e igual,

como es evidente, a  $\frac{\pi (r_e^2 - r_i^2) U n e}{C + C'}$  siendo  $C$  y  $C'$  las capacidades del condensador y del electrómetro respectivamente. Por tanto, la primera región de la curva que represente  $\frac{dV}{dt}$  como función de  $V$  será una recta inclinada y la región final otra horizontal y paralela al eje de las  $V$ .

Con arreglo a esto, nosotros hemos procedido a la determinación experimental de las condiciones en que deben realizarse las medidas de conductibilidad.

Mediante el empleo de un electrómetro monofilar de Wulf (1), con la sensibilidad de cinco divisiones por voltio, nos fué fácil determinar de manera suficientemente precisa las caídas de potencial correspondientes al tiempo convenientemente corto de 30<sup>s</sup>. El resultado del estudio va representado en la fig. 3.

Cada una de las dos curvas de un haz, obtenidas con corrientes de aire de velocidad diferente, se refieren a conductibilidades sensiblemente iguales en el laboratorio. La más baja corresponde a la conductibilidad normal después de bastantes horas de haber cerrado todos los accesos de aire al interior, y la más alta fué conseguida con el auxilio de sustancias radioactivas. El apartamiento de los puntos de la curva correspondiente es, en algunos casos, ciertamente superior al que pudiera ser atribuible a los errores experimentales, pero si se tiene en cuenta la dificultad en mantener invariable la velocidad de la corriente gaseosa y, sobre todo, que la conductibilidad del aire, aún en el laboratorio y pese a todas las precauciones imaginables, no es más que a cortos y raros intervalos constante, pueden considerarse los resultados como suficientemente aceptables. Estos indican que para la velocidad del orden de 2 m/s el régimen de saturación, en los dos casos, no se alcanza todavía con la diferencia de potencial de 100 voltios. Con la velocidad de 1,1 m/s el potencial de saturación está con el otro sensiblemente en la relación de las velocidades.

Las conductibilidades que aparecen marcadas a lo largo de las curvas han sido obtenidas a partir de los coeficientes angulares

---

(1) Th. Wulf, Die Faden-Elektrometer, Berlín, 1935.

$\frac{4\pi C \lambda_+}{C + C'}$  de sus regiones iniciales. El hecho de que los incurvamientos, para una misma velocidad  $U$ , se presenten siempre para el mismo valor de  $V$  independientemente de la magnitud de  $\lambda$ , es una confirmación de que la naturaleza de los iones que determinan la

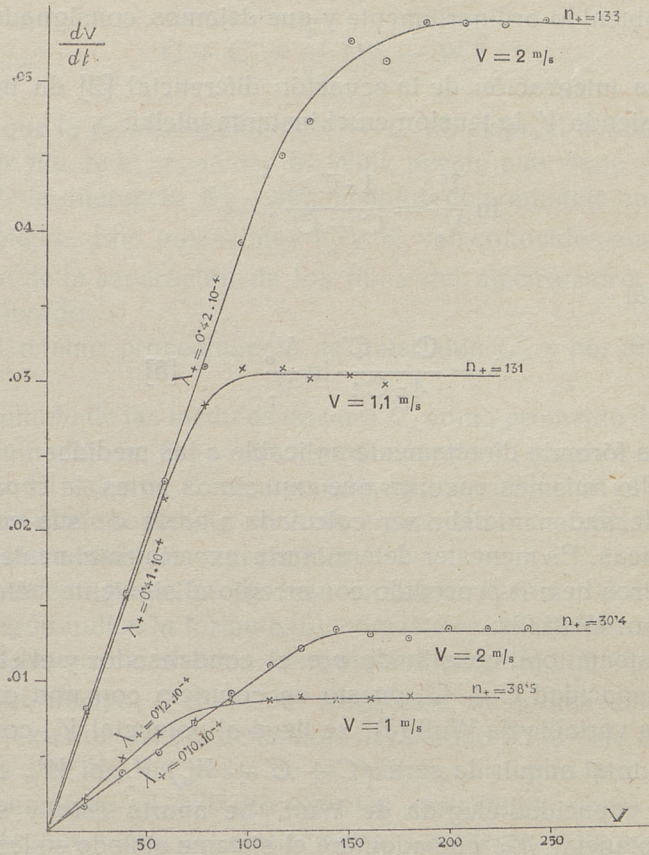


Fig. 5.

conductibilidad no depende del valor de ésta, puesto que es su movilidad la que determina el régimen de saturación.

Las densidades iónicas positivas,  $n_+$ , que también se señalan, vienen dadas en función de la ordenada correspondiente a las regiones horizontales, teniendo en cuenta su valor dado antes:

$$\frac{\pi (r_e^2 - r_i^2) U n_+ e}{C + C'}, \text{ y que } C + C' = 10,48 \text{ y } e = 4,77 \cdot 10^{-10}, \text{ en}$$

unidades electrostáticas cegesimales. Se ha supuesto, desde luego, que todos los iones llevan la misma carga (1) elemental  $e$ .

Conocidos  $n_+$  y  $\lambda_+$  se deduce la movilidad del ión positivo en el laboratorio. Su magnitud, como promedio de las cuatro determinaciones, resulta ser  $k_+ = 2,25 \frac{\text{cm/seg}}{\text{vol/cm}}$ , valor notablemente más alto que el obtenido ordinariamente y que dejamos consignado al principio.

4. La integración de la ecuación diferencial [2] da inmediatamente, siendo  $V_0$  la tensión en el instante inicial:

$$\ln \frac{V_0}{V_t} = \frac{4\pi C \lambda}{C + C'} t$$

de la cual

$$\lambda = \frac{C + C'}{4\pi C t} \ln \frac{V_0}{V_t} \quad [5]$$

que es la fórmula directamente aplicable a las medidas.

Por las mismas razones que expusimos antes, la capacidad  $C$  del condensador no debe ser calculada a partir de sus constantes geométricas. Es menester determinarla experimentalmente, y a este fin nosotros hemos procedido con arreglo al siguiente método, propuesto por Wulf (2).

El sistema total constituido por el condensador y el electrómetro, de capacidad  $C + C'$ , puesto en contacto con una capacidad cilíndrica variable de Wulf (3), se lleva al potencial  $V_1$ , con lo cual la carga total adquirida será  $(C + C' + W_1) V_1$ , si  $W_1$  es el valor de la capacidad elegida de Wulf. Se aparta ésta y se lee el nuevo potencial,  $V_2$ , que adquiere el sistema aislado en las mismas condiciones. Si ahora se pone éste a tierra la carga perdida será  $(C + C') V_2$ , y la que resta sobre  $W_1$  vendrá dada por la diferencia  $(C + C' + W_1) V_1 - (C + C') V_2$ . Pongamos nuevamente en contacto la capacidad de Wulf con el sistema, después de interrumpida la comunicación con el suelo, y variemos aquélla hasta alcan-

---

(1) J. J. Nolan y de Sacy, Proc. Roy. Irish Acad., A, 37, p. 71, 1927.

(2) Th. Wulf, loc. cit.

(3) Loc. cit.

zar el valor  $W_2$  necesario para que el conjunto adquiriera el potencial primitivo  $V_1$ . Se tiene entonces

$$(C + C' + W_1) V_1 - (C + C') V_2 = (C + C' + W_2) V_1$$

de donde

$$C + C' = \frac{V_1}{V_2} (W_1 - W_2)$$

es decir, que la determinación de  $C + C'$  no exige el conocimiento de la parte fija de la capacidad de Wulf, puesto que viene dada en función de la diferencia  $W_1 - W_2$ , siempre determinable con precisión suficiente. Los potenciales  $V_1$  y  $V_2$  son conocidos por la simple lectura de la separación de los hilos del electrómetro, previamente calibrado.

Por el mismo procedimiento se determina  $C'$ , y por diferencia se tiene  $C$ .

El resultado de las medidas da para  $C$ , como promedio de diversas determinaciones,  $C = 7,88$ , con una precisión superior al medio por ciento. El valor de  $C'$  es, naturalmente, variable con el electrómetro. Para el monofilar,  $C' = 2,60$ , y para el bifilar 2,66, todas en unidades electrostáticas cegesimales.

Una vez en posesión de las constantes  $C$  y  $C'$ , el modo de operar, según indica la fórmula [5], consiste en determinar el potencial  $V_1$  que alcanza el sistema, inicialmente cargado con  $V_0$ , al cabo de un cierto tiempo,  $t$ , conocido. Para esto, se ponen a tierra la armadura exterior del condensador, la pantalla  $P$ , la caja del electrómetro y uno de los polos de la batería, y el otro polo se une momentáneamente al cilindro interior conectado, como hemos dicho, al órgano móvil del electrómetro. La diferencia de potencial,  $V_0$ , utilizada en todos los casos, ha sido del orden de 80 volts. y la velocidad de la corriente de aire de  $\bar{3}$  m/s aproximadamente.

Es menester, sin embargo, tener en cuenta que el electrómetro posee siempre una fuga natural por falta de aislamiento de los soportes; fuga que es, por otra parte, variable con diversas circunstancias y, especialmente, con el estado de humedad del aire. Se impone, pues, su determinación experimental en cada caso. Para ello, se desmonta el cilindro interior y se observa el tiempo que el potencial del electrómetro, inicialmente  $V_0$ , tarda en caer a un determinado valor. Sea  $f$  la caída de potencial por segundo, o fuga del instrumento. Puesto que la capacidad de éste es  $C'$  y la del sistema

$C + C'$ , al valor de  $V$ , observado en la medida de la conductibilidad habrá que agregar como corrección  $\frac{C' f t}{C + C'}$ . Naturalmente que  $f$  es función del potencial y disminuye al decrecer éste, pero en nuestro caso fué siempre tan pequeña la fuga que pudimos prescindir de esta circunstancia. Incluso podemos decir que la bondad de nuestros instrumentos es tal que, con el empleo frecuente de anhídrido fosfórico como desecador, la corrección así determinada es despreciable. En el caso más desfavorable, en efecto,  $f$  no llega a valer 0,0002, con lo cual el término de corrección es siempre menor que 0,01 volts. para un tiempo de cuatro minutos.

Finalmente, la sensibilidad del electrómetro bifilar utilizado permite asegurar que para una conductibilidad media del orden de la que consignamos para septiembre, por ejemplo, la precisión no es inferior al 1 por 100.

Claro es que en lugar de proceder con arreglo al método que acabamos de describir, denominado de descarga, es posible operar según el método de carga. Para esto, se mantiene el cilindro anterior del condensador constantemente unido a uno de los polos de la batería, mientras que el otro polo se halla a tierra, así como la pantalla  $P$  y la caja del electrómetro. Si en estas condiciones se pone un instante al suelo el cilindro interior, se podrá medir, haciendo pasar inmediatamente la corriente de aire, el tiempo que aquél emplea en cargarse a un cierto potencial. Pero, en este caso, el empleo de un electrómetro bifilar no es suficiente, pues su sensibilidad para potenciales bajos es mediocre. Es menester recurrir a un instrumento de más alta precisión, y, en este sentido, el electrómetro monofilar resuelve ampliamente la cuestión, ya que, entre extensos límites, este aparato permite apreciar muy cómodamente la centésima de voltio.

Este método presenta la ventaja de hacer enteramente despreciable el error de fuga, puesto que, partiendo de cero, el potencial que llega a tener el cilindro interior y con él el electrómetro es siempre muy bajo. Además, dada la sensibilidad de este último, se reduce notablemente la duración de las medidas al mismo tiempo que ganan en precisión los resultados. Los cuatro minutos de antes quedan reducidos a treinta segundos, poco más o menos, cuando se opera dentro de los mismos límites de aproximación.

Sin embargo, tiene el inconveniente de no serle enteramente aplicable la sencilla fórmula [5] de antes. Si, en efecto, se determina la conductibilidad por los dos métodos, éste da resultados sistemáticamente más bajos que cuando se opera observando la des-



carga. Y la razón no es sencilla, aunque, desde luego, existe una primera causa fácil de comprender. La parte del vástago que sostiene el cilindro interior y que queda comprendida dentro de la embocadura del condensador a la que se adapta el electrómetro, antes tomaba parte en la descarga, pero ahora no puede contribuir recíprocamente a captar iones ya que el campo en esa región, nulo al principio, llega a ser incluso de signo opuesto al que es conveniente durante el tiempo empleado en la medida. Como, de todos modos, es muy pequeño, considerándole constantemente nulo sería menester al menos descontar en la fórmula [5] la capacidad correspondiente a esa parte del instrumento. Esta capacidad fué determinada sustituyendo el vástago por otro del mismo espesor y de altura igual a la que a esa región corresponde, resultando ser de 0,83 u. e. s. Con este valor, el coeficiente del logaritmo en la [5] se hace 1,12 veces más grande, pero esto no basta para explicar los resultados experimentales.

Durante dos meses, nosotros hemos medido diariamente tanto la conductibilidad positiva como la negativa por los dos métodos. Si por un momento, designamos la conductibilidad obtenida con el monofilar por  $\lambda_1$  y la correspondiente al bifilar por  $\lambda_2$ , los cocientes de las medias para cada mes resultan ser:

$$\begin{array}{r|l} \lambda_{2+} / \lambda_{1+} & \lambda_{2-} / \lambda_{1-} \\ \hline 1,16 & 1,24 \\ 1,24 & 1,24_5 \end{array}$$

Con objeto de evitar la influencia de la variación diurna de la conductibilidad, hemos procurado, al hacer esta comparación, proceder alternadamente, empezando unos días por medir según el método de carga y otros por el de descarga. Además, como el primer procedimiento exige un tiempo mucho más corto, la conductibilidad de cada día con el monofilar es el promedio de las determinaciones que pudieron hacerse durante cuatro minutos, que fué el tiempo concedido sistemáticamente a la medida por el segundo método.

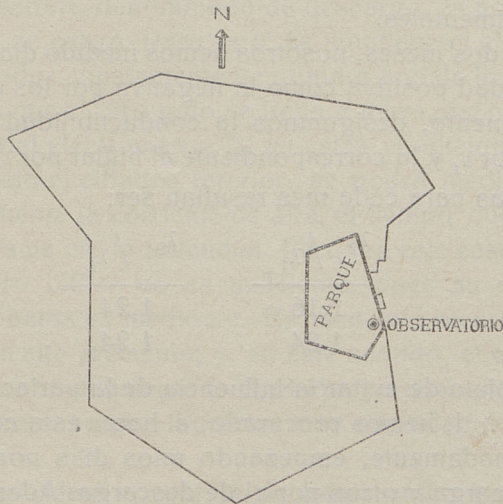
De esta manera, resultan los cocientes arriba consignados, cuyo promedio total es 1,22. Se ve, pues, que no basta eliminar del cálculo la capacidad correspondiente a la pequeña región de la embocadura. Sin duda, la perturbación del campo es más honda, pero difícil de expresar teóricamente.

De todos modos, dada la regularidad de los cocientes  $\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ , estaría

permitido convertir las conductibilidades  $\lambda_1$  en las más próximas a la realidad  $\lambda_2$ , mediante el factor 1,22.

Por otra parte, toda esta discusión se refiere al aparato utilizado tal y como está construido. Bastaría la ligera modificación que supondría prolongar la armadura externa por el interior de la emboadura con otra coaxial a ésta, para que las condiciones experimentales fueran las mismas y la teoría exactamente aplicable en los dos casos, con lo cual el método de carga no proporcionaría más que ventajas.

5. Nuestras determinaciones han sido realizadas en el Observatorio Meteorológico de Madrid, rodeado de árboles y enclavado, como se sabe, en el Retiro, próximo ya a las tapias del parque. La posición de este Observatorio con relación a la ciudad aparece esquemáticamente en el plano que sigue:



CASCO DE LA POBLACION DE MADRID

Fig. 4.

El aparato estaba instalado en un cuarto sobre la terraza, y la toma de aire se hacía a catorce metros del suelo y a cinco metros, poco más o menos, por encima de la copa de los árboles.

Se comenzaron las medidas en febrero del año que acaba de pasar, con tres determinaciones diarias a nueve, trece y dieciocho horas, de las conductibilidades de ambos signos. Fué nuestro pro-

pósito dejar definitivamente instalado este estudio sin interrupción, pero la guerra fratricida que asola nuestro pueblo nos obligó a suspenderle en los primeros días de noviembre, en que la defensa de la ciudad mártir exigió el emplazamiento de unas baterías junto al Observatorio.

Para que pueda apreciarse la marcha irregular de la conductibilidad, falta de toda conexión o correlación con los demás elementos meteorológicos cuando se considera de día en día, damos a continuación la tabla que resume el resultado de las observaciones de un mes cualquiera, por ejemplo, de septiembre. En ella se incluyen, además, los estados momentáneos de los factores meteorológicos más directamente afectados, coincidentes con las horas de las determinaciones.

OBSERVACIONES DE SEPTIEMBRE

Días	a 9 <sup>h.</sup>				a 10 <sup>h.</sup>				a 18 <sup>h.</sup>									
	$\lambda_+ \cdot 10^4$	$\lambda_- \cdot 10^4$	$\lambda_- / \lambda_+$	V	D-F	N	$\lambda_+ \cdot 10^4$	$\lambda_- \cdot 10^4$	$\lambda_- / \lambda_+$	V	D-F	N	$\lambda_+ \cdot 10^4$	$\lambda_- \cdot 10^4$	$\lambda_- / \lambda_+$	V	D-F	N
1	1,45	1,26	0,87	8	Calma	0	1,93	1,69	0,88	8	WSW	1	1,75	1,82	1,04	8	Calma	1
2	1,07	1,02	0,95	7	S	1	1,55	1,60	1,03	8	SW	4	1,71	1,57	0,92	7	SW	3
3	1,68	1,90	1,13	8	ESE	2	1,57	1,34	0,85	8	SW	1	1,63	1,64	1,01	8	SW	3
4	0,75	0,90	1,20	7	NE	0	1,49	1,40	0,94	8	SSW	0	1,94	1,75	0,89	8	WSW	0
5	1,68	1,57	0,82	8	ENE	3	1,47	1,32	0,90	8	NE	3						
6	0,87	0,86	0,99	5	SSW	1	1,65	1,57	0,95	8	W	3	1,54	1,17	0,87	8	NNW	3
7	1,67	2,01	1,20	8	SE	0	0,72	0,75	1,04	8	N	1	1,60	1,62	1,01	8	NNE	3
8	2,07	2,15	1,04	8	ENE	2	1,00	1,09	1,09	8	NNE	2	2,67	1,81	0,68	8	ESE	0
9	1,57	1,40	0,89	8	ENE	1	1,66	1,65	0,99	8	SSE	2	1,58	1,44	0,91	8	WSW	0
10	1,84	2,02	1,10	8	ENE	2	1,31	1,72	1,31	8	SSE	2	1,44	1,52	1,06	8	W	2
11	1,52	1,22	0,80	7	ESE	1	1,50	1,47	0,98	8	SW	2	1,16	1,19	1,03	7	WNW	2
12	1,39	1,74	1,25	7	SE	1	1,10	1,17	1,06	8	SSE	1						
13	0,96	1,04	1,08	7	NE	4	1,09	1,71	1,57	8	ENE	5	0,92	0,99	1,08	7	NNE	4
14	1,28	1,05	0,82	7	ENE	3	1,94	1,57	0,81	8	NNE	5	1,20	1,25	1,04	8	NNE	4
15	1,15	1,39	1,21	8	ENE	5	1,88	1,67	0,89	9	NE	4	1,32	1,27	0,96	8	NE	1
16	0,99	0,88	0,89	6	ENE	2	0,62	0,68	1,10	6	W	1	1,35	1,19	0,88	8	NNW	4
17	0,99	0,88	0,95	6	NE	6	0,95	1,95	1,00	8	ENE	6	1,85	1,19	0,88	8	NE	4
18	1,98	1,94	0,98	8	E	3	1,21	1,29	1,07	7	SW	4	1,88	1,88	1,00	8	NE	4
19	1,14	0,98	1,25	5	ESE	1	1,20	1,22	1,02	7	SSW	2	1,31	1,33	1,01	8	S	3
20	0,89	0,98	1,10	6	NE	1	1,17	1,29	1,10	8	S	1	1,32	1,00	0,76	8	ESE	0
21	0,80	0,89	1,11	5	NE	2	1,50	1,08	0,85	7	SSE	2	1,44	1,55	1,08	7	W	3
22	1,18	0,94	0,80	5	SSW	0	1,35	1,60	1,19	8	SSW	1	1,14	1,19	1,04	7	WSW	1
23	0,75	0,76	1,04	5	SSE	1	1,19	1,01	0,85	6	WSW	4	1,09	1,18	1,08	7	WSW	3
24	0,54	0,50	0,93	4	SSW	1	1,07	1,15	1,07	8	SW	4	1,42	1,19	0,84	8	W	3
25	1,13	1,16	1,03	7	E	1	1,48	1,27	0,86	8	SW	3						
26	1,57	1,73	1,28	7	E	1	0,65	0,92	1,42	7	N	1	1,32	1,52	1,00	8	W	4
27	1,19	1,19	1,00	8	SE	1	1,59	1,58	0,99	7	W	3	0,70	0,99	1,41	7	NE	4
28	1,71	1,94	1,13	7	ENE	5	0,51	0,85	1,67	7	SSE	2	0,91	1,04	1,14	8	S	0
29	0,89	0,94	1,06	7	NE	3	0,67	0,67	1,00	8	ENE	2						

V = visibilidad. D-F = dirección y fuerza del viento.  
 N = nubosidad en décimas partes de cielo cubierto.

La visibilidad o transparencia del aire en sentido horizontal, que aparece en la tabla, se ha expresado con arreglo a la clave internacional:

				Cifra de la clave
Los objetos no son visibles a		50 metros. . . . .		0
Id.	íd.	200	Id. . . . .	1
Id.	íd.	500	Id. . . . .	2
Id.	íd.	1.000	Id. . . . .	3
Id.	íd.	2.000	Id. . . . .	4
Id.	íd.	4.000	Id. . . . .	5
Id.	íd.	10.000	Id. . . . .	6
Id.	íd.	20.000	Id. . . . .	7
Id.	íd.	50.000	Id. . . . .	8
Los objetos son visibles a		50.000	Id. y a más	9

En cambio, la variación en el transcurso del año, ofrece una regularidad manifiesta. He aquí los resultados correspondientes a las medias mensuales a cada hora:

	9 <sup>h</sup>		13 <sup>h</sup>		18 <sup>h</sup>	
	$\lambda_+ \cdot 10^4$	$\lambda_- \cdot 10^4$	$\lambda_+ \cdot 10^4$	$\lambda_- \cdot 10^4$	$\lambda_+ \cdot 10^4$	$\lambda_- \cdot 10^4$
Febrero. . .	0,66	0,69	0,89	0,90	0,91	0,95
Marzo. . .	0,81	0,91	0,89	0,99	1,10	1,27
Abril. . . .	1,07	1,16	1,05	1,15	1,32	1,55
Mayo. . . .	1,35	1,47	1,26	1,43	1,51	1,74
Junio. . . .	1,55	1,57	1,63	1,67	1,91	2,03
Julio. . . .	1,51	1,53	1,72	1,75	1,72	1,79
. . . . .	. . . . .	. . . . .	. . . . .	. . . . .	. . . . .	. . . . .
Septbre. . .	1,27	1,30	1,30	1,32	1,42	1,37
Oebre. . . .	1,02	0,98	1,05	1,03	1,01	0,91

La fig. 5, que representa estos resultados, hace ver que ambas conductibilidades obedecen sensiblemente al mismo proceso en cada caso.

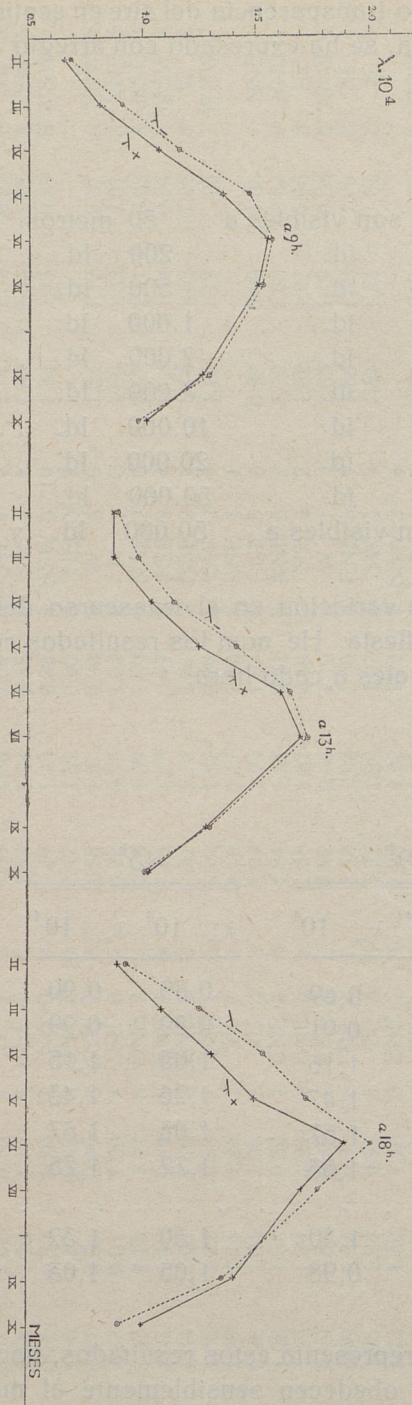


Fig. 5.

Pero, como compendio de nuestro estudio, consideremos los valores mensuales como promedio de las tres determinaciones correspondientes de cada día. Estos valores son:

	$\lambda_+ \cdot 10^4$	$\lambda_- \cdot 10^4$	$\lambda \cdot 10^4$
Febrero. . .	0,817	0,843	1,66
Marzo. . .	0,933	1,057	1,99
Abril. . . .	1,147	1,287	2,43
Mayo. . . .	1,373	1,547	2,92
Junio. . . .	1,697	1,757	3,45
Julio. . . .	1,650	1,690	3,34
. . . . .	. . . . .	. . . . .	. . . . .
Sepbre. . .	1,328	1,328	2,66
Oebre. . .	1,027	0,973	2,00

En la fig. 6 se observa claramente la notable oscilación anual a que parece estar sometida la conductibilidad total, con los valores

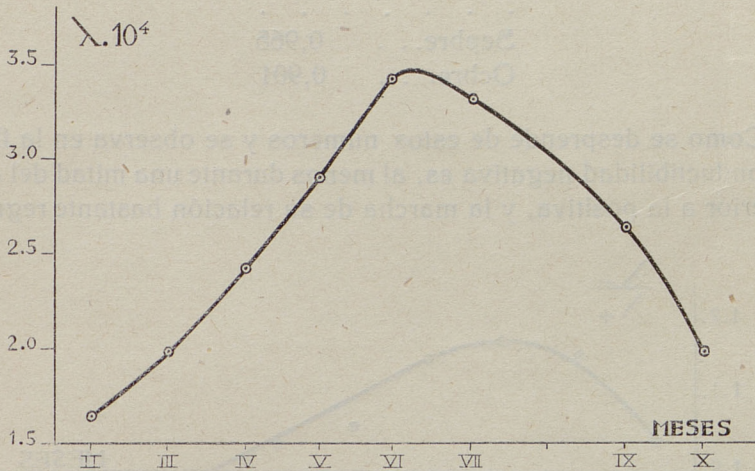
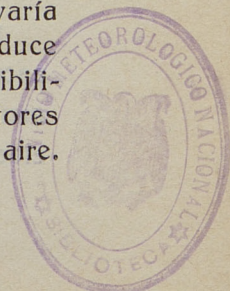


Fig. 6.

más altos correspondientes a los meses más cálidos, como es el resultado general. No es posible, sin embargo, dentro del estado actual de nuestros conocimientos, dar una explicación satisfactoria de esta variación. La humedad relativa del aire es verdad que varía de una manera similar en cierto modo, pero la curva que traduce su variación dista mucho de ser comparable a la de la conductibilidad, lo que se comprende dada la heterogeneidad de los factores que intervienen por su influencia en la naturaleza eléctrica del aire.



Es, sin duda, necesario profundizar más en el análisis de estas influencias si queremos desentrañar las leyes que rigen tal complejidad.

Pero en este sentido, no deja de ser interesante la regularidad que en la fig. 5 se observa respecto a la variación relativa de las conductibilidades de ambos signos. Consideremos para mejor apreciar el fenómeno los cocientes  $\frac{\lambda_-}{\lambda_+}$  de los valores mensuales a 18<sup>h</sup>, que consignamos a continuación:

	$\frac{\lambda_-}{\lambda_+}$
Febrero. . .	1,044
Marzo. . . .	1,154
Abril. . . . .	1,174
Mayo. . . . .	1,152
Junio. . . . .	1,064
Julio. . . . .	1,041
. . . . .	. . . . .
Septbre. . . .	0,965
Oebre. . . . .	0,901

Como se desprende de estos números y se observa en la fig. 7 la conductibilidad negativa es, al menos durante una mitad del año, superior a la positiva, y la marcha de su relación bastante regular.

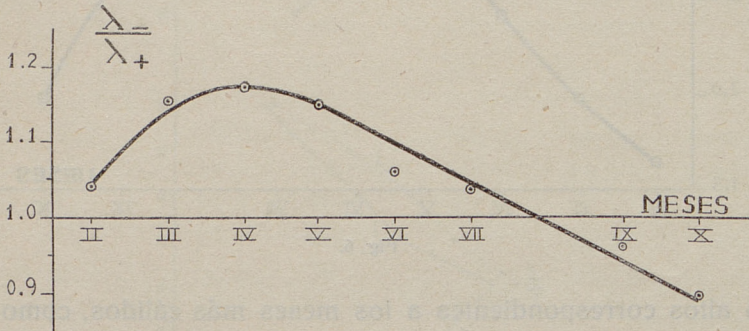


Fig. 7.

Es sabido que en las medidas realizadas en diversos lugares se encuentra de ordinario que  $\lambda_-$  es, por el contrario, casi siempre menor que  $\lambda_+$ , lo cual tenía su explicación en el efecto o acción de electrodo del conductor tierra cargado negativamente, ya que al



mismo tiempo se encuentra en las capas bajas del aire que también de una manera general  $n_- < n_+$ . Posiblemente, esto sucede igualmente en Madrid, en el lugar donde los experimentos fueron realizados, durante los meses del otoño y del invierno; pero el hecho de que  $\frac{\lambda_-}{\lambda_+}$  presente su máximo en los meses de mayor inestabilidad de la atmósfera, induce a pensar que son los fenómenos de convección y turbulencia los responsables. Nosotros no sabemos de ninguna otra regularidad obtenida o indicada de este orden; mas no parece osado atribuir la índole de nuestros resultados a tales influencias dinámicas, pues, en su virtud, el gradiente vertical de  $n_+$  disminuiría y con ello se haría preponderante la mayor movilidad del ión negativo.

Sección de Investigaciones del  
Servicio Meteorológico Español.

Valencia, marzo, 1937.

Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.



Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.



